Aufspaltung schwerer Kerne der Primärkomponente der kosmischen Strahlung und Wechselwirkung der dabei entstehenden α-Teilchen

Inauguraldissertation

der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Bern
zur Erlangung der Doktorwürde vorgelegt von

Fred Hänni
von Toffen (Bern)

Gekürzte, von der Fakultät genehmigte Fassung.
Mikrofilmkopien der ungekürzten Dissertation sind von der Stadt- und Hochschulbibliothek Bern erhältlich.

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG.
1956

Aufspaltung schwerer Kerne der Primärkomponente der kosmischen Strahlung und Wechselwirkung der dabei entstehenden α-Teilchen

Inauguraldissertation

der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Bern
zur Erlangung der Doktorwürde vorgelegt von

Fred Hänni
von Toffen (Bern)

Gekürzte, von der Fakultät genehmigte Fassung.
Mikrofilmkopien der ungekürzten Dissertation sind von der Stadt- und Hochschulbibliothek Bern erhältlich.

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG.
1956

Von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag des Herrn Prof. Dr. F. G. Houtermans angenommen.

Bern, den 1. März 1956.

Der Dekan:
Prof. Dr. W. Feitknecht.

Sonderabdruck aus Helvetica Physica Acta, 29. Jahrgang, Nr. 3, 1956.

Aufspaltung schwerer Kerne der Primärkomponente der kosmischen Strahlung und Wechselwirkung der dabei entstehenden α-Teilchen

von **F. Hänni.**

Inhaltsangabe: Aus Aufspaltungen schwerer Kerne der Primärkomponente werden die mittleren freien Weglängen für Stösse in Emulsion und die Spaltwahrscheinlichkeiten bestimmt. Aufspaltungen in mehrere α-Teilchen werden herangezogen, um bei sekundären Wechselwirkungen von α-Teilchen die Häufigkeit der Mesonen als Funktion der Energie zu bestimmen und die Halbwinkelmethode zur Energiebestimmung zu überprüfen.

Die vorliegenden Messungen wurden in 2 Stacks von Kernemulsionsplatten Ilford G 5, 600 μ dick, ausgeführt, nämlich in

Stack S 13, bestehend aus 40 Platten mit einer Fläche von 10×15 cm^2, exponiert in Sardinien (geomagn. Breite 40° N);

Stack T, bestehend aus 108 Platten mit einer Fläche von 20×30 cm^2, wovon uns 24 Platten zur Verfügung standen; exponiert in Texas (geomagn. Breite 42° N).

Die Platten wurden nach schweren Kernen der Primärkomponente mit Ladungen $Z \geq 6$ und deren Aufspaltungen durchmustert. Die Ladungsbestimmung erfolgte durch Messung der δ-Strahldichten an zwei möglichst weit voneinander entfernten Stellen der Spuren. Die Abschneideenergie beträgt für Kerne der Ladung $Z \geq 2$ bei beiden Flügen 1,7 GeV/nucl; dementsprechend ist die Geschwindigkeit der meisten Kerne nahezu gleich der Lichtgeschwindigkeit, und ihre δ-Strahldichte ist über die gesamte Spurlänge konstant[1]). Die Kerne und ihre Spaltprodukte werden in Gruppen eingeteilt, und diese entsprechend den Ladungen

$$\begin{aligned} Z &> 10 \quad \text{mit} \quad H, \\ 6 \leq Z &\leq 10 \quad \text{mit} \quad M, \\ 3 \leq Z &\leq 5 \quad \text{mit} \quad L, \\ Z &= 2 \quad \text{mit} \quad \alpha \text{ bezeichnet.} \end{aligned}$$

In Stack S 13 wurden 208 Spuren von schweren Primärkernen auf einer totalen Länge von 607 cm verfolgt. Dabei wurden 60 Wechselwirkungen mit Kernen der Emulsion gefunden. Tabelle 1 zeigt die Verteilung der Anzahl Spuren N_0, der Aufspaltungen s und der verfolgten Längen Σl_i auf die beiden Gruppen H und M. Ebenfalls eingetragen sind die experimentellen Werte der mittleren freien Weglängen λ_s für Stösse in Emulsion.

Tabelle 1.

Gruppe	N_0	s	Σl_i	λ_s	$\bar{A}$
M	156	41	449 cm	11,0 $\pm$ 1,7 cm	16,0
H	52	19	158 cm	8,4 $\pm$ 1,9 cm	28,6

Die theoretischen freien Weglängen λ_{th} für Stösse sind bei geometrischem Wirkungsquerschnitt gegeben durch:

$$\lambda_{th} = \frac{1}{\Sigma (\bar{A}^{1/3} + A_j^{1/3})^2 \cdot n_j \cdot r_0^2}$$

n_j = Kerne der Sorte j pro cm³ Emulsion
$\bar{A}$ = mittlere Atomgewichte der beiden Gruppen, aus dem Ladungsspektrum bestimmt.

Die theoretischen freien Weglängen hängen von der Wahl des Nukleonenradius r_0 ab. Übereinstimmung zwischen dem experimentellen (λ_s) und dem theoretischen Wert (λ_{th}) erhalten wir für $r_0 = (1{,}15 \pm 0{,}09) \cdot 10^{13}$ cm.

Die Spaltwahrscheinlichkeit P_{ik} ist der Quotient gebildet aus der Anzahl n der Restkerne der Sorte i, welche bei s Aufspaltungen von Kernen der Sorte k entstehen, und der Anzahl s.

Unter 60 Aufspaltungen von schweren Primärkernen befinden sich 41, bei welchen Bruchstücke mit Ladungen $Z \geq 2$ weiterfliegen. In Tabelle 2 stehen in der zweiten und fünften Spalte die Quotienten n/s, und in der dritten und sechsten Spalte die Werte dieser Verhältnisse.

Tabelle 2.

P_{HH}	$\frac{0}{16}$	0			
P_{MH}	$\frac{7}{16}$	0,44 $\pm$ 0,17	P_{MM}	$\frac{3}{25}$	0,12 $\pm$ 0,07
P_{LH}	$\frac{8}{16}$	0,50 $\pm$ 0,18	P_{LM}	$\frac{13}{25}$	0,52 $\pm$ 0,15
$P_{\alpha H}$	$\frac{25}{16}$	1,56 $\pm$ 0,31	$P_{\alpha M}$	$\frac{21}{25}$	0,84 $\pm$ 0,18

Bei Aufspaltungen schwerer Kerne in mehrere α-Teilchen weicht die Energie pro Nukleon der α-Teilchen im Laborsystem nicht stark von derjenigen des Primärkerns ab; man erhält so nahezu monoenergetische α-Teilchen. Die Energie dieser α-Teilchen kann sowohl aus der relativen Streuung (E_{Sc}), als auch aus dem mittleren Öffnungswinkel der α-Teilchen (E_0) bestimmt werden. Der maximale Öffnungswinkel der α-Teilchen ergibt eine obere Schranke (E_{max}) für die Energie der Aufspaltung[2]).

Im gesamten wurden 47 solche Aufspaltungen untersucht. Dabei entstehen 131 α-Teilchen, welche auf einer Länge von 368 cm 20 Wechselwirkungen machen. Dies ergibt eine mittlere freie Weglänge für Stösse hochenergetischer α-Teilchen in Emulsion von 72 ± 16 g/cm^2. Unter Anwendung von Gleichung (1) erhält man daraus für $r_0 = (1{,}08 \pm 0{,}12) \cdot 10^{-13}$ cm.

Untersuchungen an sekundären Wechselwirkungen von α-Teilchen aus Aufspaltungen, deren Energie mittels der obenerwähnten Methode bestimmt wird, erlauben die Abhängigkeit der Anzahl erzeugter Mesonen von der Energie des stossenden Teilchens zu messen. Die Wechselwirkungen mit den grössten Multiplizitäten dünner Spuren können zur Überprüfung der oft für Energiebestimmungen benutzten Halbwinkelmethode herangezogen werden.

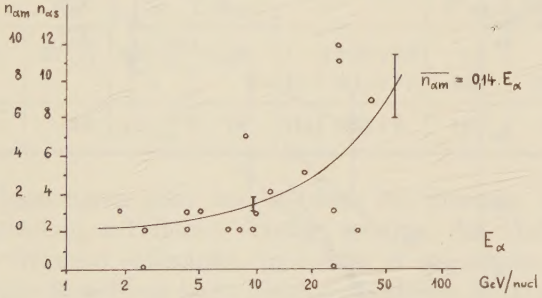

Fig. 1.

Von den 19 in Emulsion gefundenen Wechselwirkungen relativistischer α-Teilchen ist in Fig. 1 die Anzahl der dünnen Spuren $n_{\alpha s}$ als Funktion der Energie E_α des α-Teilchens aufgetragen.

Die Sterne werden in 3 Gruppen entsprechend den Energien 2 bis 6, 6 bis 18 und 18 bis 54 GeV/nucl zusammengefasst und in jeder Gruppe die mittlere Anzahl $\overline{n_{\alpha s}}$ der dünnen Spuren pro Stern bestimmt. Die durchschnittliche Anzahl von Mesonen $\overline{n_{\alpha m}}$, welche pro α-Stern in diesen Energieintervallen erzeugt werden, erhält man unter Berücksichtigung des Umstandes, dass im Durchschnitt bei

*

jedem Stern 2 Spuren vom aufspaltenden α-Teilchen herrühren, wenn man diese Zahl bei jedem Stern abzieht und den neuen Mittelwert bildet. In der folgenden Tabelle sind die Werte von $\overline{n_{\alpha s}}$ und $\overline{n_{\alpha m}}$ zusammengestellt.

Tabelle 3.

Energie-intervall GeV/nucl	Mittlere Energie $\overline{E_\alpha}$ GeV/nucl	$\overline{n_{\alpha s}}$	$\overline{n_{\alpha m}}$
2— 6	3,5	2,2 ± 0,9	0,5 ± 0,2
6—18	9,5	3,3 ± 1,3	1,3 ± 0,5
18—54	29,5	6,0 ± 2,5	4,0 ± 1,5

In Emulsionen, welche am Bevatron mit Protonen im Energieintervall 3 bis 6 GeV beschossen wurden, bestimmte Johnson[3]) die mittlere Anzahl von dünnen Spuren $\overline{n_{ps}}$ bei Wechselwirkungen von Protonen an Kernen der Emulsion als Funktion der Energie E_p des Primärteilchens. Unter der Annahme, dass im Mittel bei Protonensternen 0,5 dünne Spuren pro Stern vom weiterfliegenden Primärteilchen herrühren, erhält man die mittlere Anzahl $\overline{n_{pm}}$ von Mesonen bei Protonensternen, indem man von $\overline{n_{ps}}$ 0,5 subtrahiert.

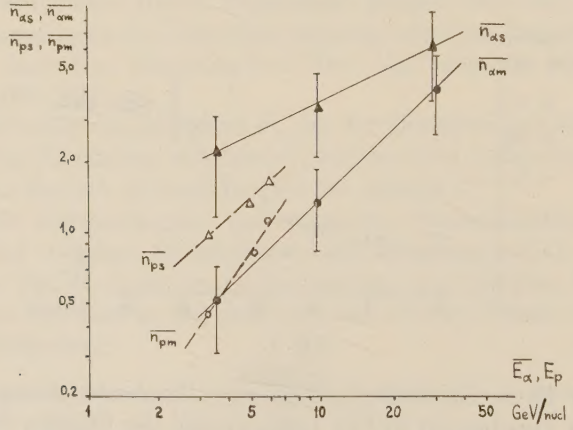

Fig. 2.

In Fig. 2 sind die Werte $\overline{n_{ps}}$ und $\overline{n_{pm}}$ für Protonen mit den Werten $\overline{n_{\alpha s}}$ und $\overline{n_{\alpha m}}$ bei gleicher Energie pro Nukleon verglichen.

Das Verhältnis der pro Stern erzeugten dünnen Spuren bei α-Teilchen und Protonen liegt bei 2. Nach Anbringen der Korrektur wegen des weiterfliegenden Primärteilchens beträgt das Verhältnis der pro Stern erzeugten Mesonen $\overline{n_{\alpha m}}/\overline{n_{pm}}$ ungefähr 1.

Unter ganz anderen Voraussetzungen erhalten Engler et al.[4]) für das Verhältnis $\overline{n_{\alpha m}}/\overline{n_{pm}}$ den Wert 1,13.

Die Anzahl der pro Stern erzeugten Mesonen von α-Teilchen und Protonen mit gleicher Energie pro Nukleon des Primärteilchens scheint sich nicht stark zu unterscheiden. Selbst wenn die Voraussetzungen für die Korrektur (Ladungsaustausch beim Stoss und kleine Inelastizität des Stosses) nicht vollständig zutreffen sollten, wächst das Verhältnis $\overline{n_{\alpha m}}/\overline{n_{pm}}$ nicht über den Faktor 2.

3 Wechselwirkungen von α-Teilchen mit grosser Multiplizität wurden zur Überprüfung der Halbwinkelmethode herangezogen. In Tabelle 4 sind die an den entsprechenden Aufspaltungen gemessenen Energien zusammengestellt. Sie werden verglichen mit den Energien ($E'_{\Theta\frac{1}{2}}$), welche aus dem Halbwinkel der Schauer der α-Sterne unter der Annahme eines Nukleon-Nukleon-Stosses folgen, sowie mit den extremalen Energien ($E'_{\min}$), resp. ($E'_{\max}$), falls im Schauer die zwei innersten, resp. die zwei äussersten Spuren Protonen des aufspaltenden α-Teilchens sind.

Tabelle 4.

Primärkern	Spaltprod.	Energie aus Primäraufspaltung GeV/nucl			Sekundärstern		Energie aus Sekundärstern GeV/nucl		
		E_{sc}	E_0	$E_{\max}$			$E'_{\Theta\frac{1}{2}}$	$E'_{\min}$	$E'_{\max}$
$_{11}$Na	5 α	30^{+20}_{-12}	29^{+10}_{-15}	39	I	11(5)+12	14	(8)	20
					II	5(1)+11	225	160	(470)
?	3 α	> 16	42^{+34}_{-21}	76	III	6(3)+9	150	70	(175)

Aus den Messungen geht hervor, dass bei Sternen, welche von monoenergetischen α-Teilchen erzeugt werden, der Halbwinkel in sehr weiten Grenzen schwankt, und dass er gegenüber der Halbwinkel-Energie-Beziehung beim Nukleon-Nukleon-Stoss sowohl vergrössert als auch verkleinert sein kann.

Herr Prof. Dr. F. G. Houtermans gab mir die Anregung, diese Arbeit auszuführen. Ihm und Herrn Prof. Dr. Ch. Peyrou möchte ich für ihre Unterstützung und ihr förderndes Interesse meinen besten Dank aussprechen. Ferner bin ich besonders Herrn Dr. M. Teucher sowie Herrn dipl. phys. E. Lohrmann für ihre ständige Kritik und anregenden Diskussionen zu Dank verpflichtet. Frau B. Mesmer half bei einem Teil der Auswertungen mit; sie, sowie Frau Ch. Albrecht, Frau A. Mühlebach, Frau T. Nizon, Frau T. Riesen, Frau S. Schilt und Fräulein J. Walser musterten die

Platten nach Aufspaltungen schwerer Kerne durch, wofür ich allen danke.

Die verwendeten Photoplatten stammen aus den internationalen Expeditionen von Sardinien und Texas. Die Teilnahme an diesen Expeditionen wurde uns durch die Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

Literatur.

[1]) D. A. Tidman, E. P. George und A. J. Herz, Proc. phys. Soc. **A 66,** 1019 (1953).

[2]) M. F. Kaplon, B. Peters, H. L. Reynolds und D. M. Ritson, Phys. Rev. **85,** 295 (1952).

[3]) W. R. Johnson, Phys. Rev. **99,** 1049 (1955).

[4]) A. Engler, U. Haber-Schaim und W. Winkler, Nuovo Cimento **12,** 930 (1954).

INHALTSVERZEICHNIS.

A. Einleitung 1
Ladungsbestimmung an Spuren mehrfach geladener Teilchen 5
B. Schwere Kerne der Primärstrahlung und ihre Aufspaltung 9
Verteilung der Spuren schwerer Kerne in Abhängigkeit vom Zenithwinkel beim S-Stack und die mittlere Flughöhe desselben 10
Ladungsspektrum der Primärkomponente 13
Vergleich der relativen Häufigkeiten der Elemente im Universum und in der Primärkomponente der kosmischen Strahlung 17
Mittlere freie Weglänge für Stösse in Emulsion. 19
Spaltwahrscheinlichkeiten P_{ik} 22
C. Untersuchungen an hochenergetischen α-Teilchen aus Aufspaltungen schwerer Primärkerne 25
Energieverteilung der aufspaltenden Primärkerne 29
Mittlere freie Weglänge für Stösse von α-Teilchen 31
Mesonenerzeugung an α-Sternen als Funktion der Primärenergie 32
Überprüfung der Halbwinkelmethode 36
D. Streumessungen 40
Echte Streuung 40
Unechte Streuung 42
Untersuchungen an Platten mittels Spuren schwerer Primärkerne . . . 51
Literaturverzeichnis 53

LEBENSLAUF

Am 29. Dezember 1929 wurde ich in Bern geboren. Meine Eltern sind beide schweizerischer Nationalität. Von 1936 bis 1939 besuchte ich die Primarschule, von 1939 bis 1943 die Sekundarschule in Bern. Nach bestandener Aufnahmeprüfung besuchte ich von 1943 bis 1948 die Realabteilung des städtischen Gymnasiums in Bern, wo ich im Herbst 1948 die Maturitätsprüfung ablegte. 1948 bis 1953 studierte ich an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich. Dort erwarb ich das Diplom als Physiker. Meine jetzige Stelle als Hilfsassistent am Physikalischen Institut der Universität trat ich am 1. November 1953 an. Während den letzten vier Semestern war ich an der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät immatrikuliert.